



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

9 - 12401

Ш - 954

ШУКЕЙЛО
Игорь Александрович

ПРОБЛЕМЫ УВЕЛИЧЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ПУЧКА
В ПРОТОННЫХ И ИОННЫХ СИНХРОТРОНАХ

05.09.04 - электрофизические установки и ускорители

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора технических наук

Дубна 1979

Работа выполнена в Научно-исследовательском институте
электрофизической аппаратуры имени Д.В.Ефремова

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук старший научный сотрудник	Владимир Иванович Данилов,
доктор технических наук старший научный сотрудник	Сергей Константинович Есин,
доктор физико-математических наук старший научный сотрудник	Дмитрий Георгиевич Кошкарёв.

Ведущее предприятие: Институт физики высоких энергий .

Защита диссертации состоится " " _____ 197_ г.
в _____ часов на заседании специализированного совета
Д-047.01.02 при Лаборатории высоких энергий Объединенного
института ядерных исследований, г.Дубна, Московской области.
С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан " " _____ 1979 года.

Ученый секретарь
специализированного совета

М.Ф.Лихачев

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

АКТУАЛЬНОСТЬ ТЕМЫ. Успехи физики высоких энергий и физики ядра в большой мере определяются достижениями в области сооружения ускорителей заряженных частиц. Одна из основных тенденций развития ускорительной техники состоит в повышении интенсивности пучков.

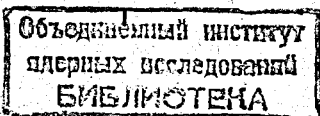
Интенсивность протонных пучков в больших синхротронах, как правило, ограничивается эффектами объемного заряда. Наиболее радикальный путь ослабления этих эффектов — повышение энергии инжекции.

Как сейчас представляется, наиболее серьезным ограничением интенсивности пучков тяжелых ионов в ускорителях типа синхротрона является ограниченность тока источников ионов. Кроме того, в таких ускорителях, как синхрофазотрон ОИЯИ и беватрон (Беркли), велики потери пучка за счет перезарядки ионов на остаточном газе.

Реферируемая диссертация посвящена исследованию путей повышения интенсивности пучка в протонных синхротронах, разработке конкретных мер, обеспечивающих радикальное увеличение интенсивности крупнейшего советского протонного синхротрона ИФЭ, и развитию нового научного направления в области синхротронного ускорения интенсивных пучков тяжелых ионов.

Сооружение нового кольцевого инжектора — бустера позволит на порядок величины поднять импульсную интенсивность синхротрона ИФЭ. При этом существенно расширяются возможности постановки экспериментов по физике элементарных частиц в уже освоенном энергетическом диапазоне. Кроме того, открывается перспектива использования синхротрона ИФЭ как высокоинтенсивного инжектора в ускорительно-накопительном комплексе на энергию несколько ТэВ, проектирование которого ведется в настоящее время.

Поиск нового подхода к решению проблемы синхротронного ускорения тяжелых ионов обусловлен необходимостью создания высокоинтенсивного ускорителя для изучения свойств ядерной материи в экстремальных условиях высоких плотностей и температур. Строительство этого ускорителя на площадке ЛВЭ ОИЯИ позволит решить и другую важную задачу — оснастить синхрофазотрон кольцевым инжектором — бустером, в результате чего интенсивность ускоренных



пучков возрастет на несколько порядков за счет резкого снижения вероятности подхвата электронов ядрами во время их ускорения. Для исследований по релятивистской ядерной физике, кроме того, станет доступен более широкий диапазон масс ускоренных ядер.

Диссертация является обобщением работ, выполненных в соответствии с научно-тематическими планами НИИЭФА им. Д. В. Ефремова, ИФВЭ и ОИЯИ.

ЦЕЛЬ РАБОТЫ заключается в научном обосновании наиболее целесообразных технических решений, обеспечивающих резкое увеличение интенсивности протонного синхротрона ИФВЭ, в поисках новых путей и разработке принципиально новых схем накопления и синхротронного ускорения пучков тяжелых ионов, а именно:

а) в теоретическом обосновании принципа независимой коррекции полупеллх резонансов;

б) в создании инженерно-физического обоснования нового кольцевого инжектора (бустера) ИФВЭ;

в) в построении теории циклического движения пучков тяжелых ионов, обладающих разбросом зарядности, и теории синхротронного ускорения таких пучков в условиях, когда средняя зарядность плавно изменяется;

г) в разработке схем накопления и ускорения тяжелых ионов, учитывающих особенности взаимодействия ионов с материальной средой.

НАУЧНАЯ НОВИЗНА исследований, относящихся к проблеме ускорения интенсивных протонных пучков, определяется тем, что разработка физического обоснования бустера синхротрона ИФВЭ на энергию 1,5 ГэВ была в общих чертах завершена к 1972 г., т.е. тогда, когда в мире еще не было больших ускорителей, работавших по каскадной схеме.

Теория циклического движения и синхротронного ускорения тяжелых ионов с переменной зарядностью, а также схемы накопления и ускорения тяжелых ионов, основанные на перезарядке, в совокупности представляют собой новое научно-техническое направление в области получения пучков заряженных частиц высоких энергий.

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЦЕННОСТЬ

1. Принцип независимой коррекции полупеллх резонансов использован при разработке системы коррекции резонансов $Q_x = 9,5$, $Q_y = 9,5$ в синхротроне ИФВЭ. Применение независимой коррекции способствовало достижению интенсивности $5 \cdot 10^{12}$ протонов/имп.

В ИФВЭ внедряется также система независимой коррекции квадратичных резонансов.

2. Исследования по каскадным схемам ускорения протонов и конкретные разработки физических основ бустера ИФВЭ (инженерно-техническое обоснование параметров, рассмотрение условий соответствия акцептансов бустера и синхротрона ИФВЭ, анализ свойств магнитной структуры бустера, определение допусков на точность поддержания магнитного поля) используются при реконструкции синхротрона ИФВЭ, главная цель которой - повышение интенсивности ускорителя до $5 \cdot 10^{13}$ протонов/имп.

3. Сформулированный и разработанный автором новый подход к решению проблемы ускорения тяжелых ионов применяется в ЛВЭ ОИЯИ, ИАЭ им. И. В. Курчатова и НИИЭФА им. Д. В. Ефремова при проектировании ускорительного комплекса тяжелых ионов: а) с целью наращивания интенсивности ускоренного пучка ионов будет ускоряться не одна, а несколько зарядовых фракций; б) разрабатывается накопительное кольцо, в котором применение перезарядки позволит обойти ограничения, вытекающие из теоремы Лиувилля, и поднять фазовую плотность пучка на порядок.

4. Многие выводы и рекомендации носят общий характер и могут быть использованы при создании или усовершенствовании других ускорителей.

АПРОБАЦИЯ. Основные результаты диссертационной работы докладывались на П, Ш, У, VI Всесоюзных совещаниях по ускорителям заряженных частиц (Москва, 1970 г.; Москва, 1972 г.; Дубна, 1976 г.; Дубна, 1978 г.), на семинаре Научного совета АН СССР по проблемам ускорения заряженных частиц (Москва, 1976 г.), на VI, VIII, X Международных конференциях по ускорителям заряженных частиц высоких энергий (Кембридж, США, 1967 г.; Женева, Швейцария, 1971 г.; Серпухов, СССР, 1977 г.), на Национальной конференции США по ускорителям (Сан-Франциско, 1979 г.).

ПУБЛИКАЦИИ. По теме диссертации опубликовано 23 работы; основные результаты содержатся в 16 печатных работах, приведенных в списке литературы.

СТРУКТУРА ДИССЕРТАЦИИ. Работа состоит из введения, трех глав, заключения и двух приложений; общий объем - 204 страницы.

Введение содержит постановку задачи, перечень рассмотренных проблем и обоснование структуры диссертации.

Первая глава посвящена проблемам ускорения интенсивных протонных пучков. Во второй главе развита теория циклического движения и синхротронного ускорения тяжелых ионов с переменной зарядностью. Третья глава посвящена практическим следствиям, вытекающим из теории, развитой во второй главе.

В заключении коротко суммируются основные научные результаты.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Глава I. ОГРАНИЧЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ В ПРОТОННЫХ СИНХРОТРОНАХ И ПРИМЕНЕНИЕ БУСТЕРОВ

Прогресс в разработке источников протонов и сильноточных инжекторов привел в последние 10-15 лет к существенному увеличению фазовой плотности пучков в циклических ускорителях. Основным фактором, ограничивающим их интенсивность, во многих случаях становится электромагнитное взаимодействие ускоряемых частиц.

Эффекты объемного заряда многочисленны и в разной степени опасны. Опыт эксплуатации протонных ускорителей показывает, что наиболее серьезные ограничения импульсной интенсивности обусловлены некогерентным сдвигом частоты бетатронных колебаний. Когерентные неустойчивости, независимо от их физического происхождения, успешно подавляются.

Некогерентный сдвиг явился основной причиной ограничения интенсивности сильнофокусирующих ускорителей ЦЕРН а (CPS), Брукхейвена (AGS) и ИФВЭ уже через несколько лет после их запуска. Этот эффект относится к числу давно известных, однако до сих пор не найдено удовлетворительного способа его компенсации или коррекции.

В гладком приближении изменение числа бетатронных колебаний на оборот составляет:

$$\Delta Q_{x,y} = \Delta Q_{x,y}^{\circ} + \Delta Q_{x,y}^*, \quad (1)$$

$$\Delta Q_{x,y}^{\circ} = - \frac{N \Gamma r}{\pi \beta^2 \gamma^3 \Lambda} \frac{1}{\epsilon_{x,y} + (\epsilon_x \epsilon_y)^{1/2}}, \quad (2)$$

$$\Delta Q_{x,y}^* = \pm \frac{N \Gamma r L}{2 \pi Q_{x,y} \delta^2 \gamma} \left[\left(\frac{1}{\Lambda (\gamma^2 - 1)} + 1 \right) \epsilon_1 + \left(\frac{\delta}{q} \right)^2 \epsilon_2 \right]. \quad (3)$$

Здесь N - число протонов в ускорителе, $\epsilon_{x,y}$ - эмиттансы пучка, Λ - фактор банчировки, δ - полувысота вакуумной камеры, q - половина зазора между полюсами магнита ускорителя, коэффициенты ϵ_1, ϵ_2 определяются конфигурацией сечения камеры и полюсов, β, γ - приведенные скорость и энергия протонов, r_p - классический радиус протона. Предполагается, что плотность заряда постоянна по сечению пучка.

Анализ зависимостей (1)-(3) дает представление о путях повышения импульсной интенсивности в протонном синхротроне.

1. Следует стремиться к наиболее эффективному заполнению поперечного и продольного акцептансов ускорителя.

2. За счет улучшения качества магнитного поля ускорителя, а именно, коррекции резонансных полос, можно расширить допустимый разброс частот и, пропорционально ему, общее число протонов в импульсе.

3. Наиболее радикальный метод увеличения интенсивности пучка заключается в повышении энергии инжекции. Как следует из (2), в нерелятивистском (или слаборелятивистском) случае смещение $|\Delta Q_{x,y}|$ уменьшается по мере роста скорости и энергии инжекции как $\beta^{-2} \gamma^{-3}$.

Техническая реализация метода заключается, как правило, в сооружении промежуточного кольцевого ускорителя - бустера. Такими кольцевыми инжекторами в последние годы оснащено несколько крупных протонных ускорителей. В результате удалось во много раз поднять импульсную интенсивность: превзойден уровень 10^{13} протонов/импульс.

На рис. I представлена диаграмма бетатронных частот синхротрона ИФВЭ, показаны основные резонансные линии и линия рабочих частот при интенсивности $N = 5 \cdot 10^{12}$ протонов и энергии инжекции 100 МэВ. Ток и длительность импульса существующего инжектора доста-

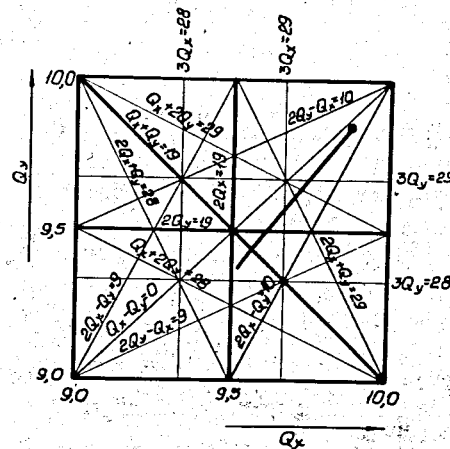


Рис. I

точны для ввода в синхротрон около $1 \cdot 10^{13}$ протонов. Большая часть пучка теряется в начале цикла ускорения, в первую очередь при пересечении резонансов 2-го порядка $Q_x = 9,5$; $Q_y = 9,5$; $Q_x + Q_y = 19$. Коррекция этих резонансов способствует увеличению интенсивности.

Наибольшие трудности возникают при коррекции одномерных резонансов, поскольку их полуширина $P_{x,y}$ по-разному зависит от одних и тех же возмущений градиента ΔG :

$$P_{x,y} = \frac{1}{2\pi w B_0 R_0} \int_0^L \Delta G f_{x,y}^{*2} e^{-2\pi i k \frac{s}{L}} ds \quad (4)$$

($f_{x,y}^*$ - периодическая часть функции Флоке, $B_0 R_0$ - магнитная жесткость частиц, w - вронскиан, L - длина орбиты, k - целое число).

Условие обращения в нуль ширины резонансных полос есть

$$\int_0^L \Delta G f_{x,y}^{*2} e^{-2\pi i k \frac{s}{L}} ds + \sum_{j=1}^m \Delta \bar{G}^{(j)} J_{x,y}^{(j)} = 0, \quad (5)$$

где

$$J_{x,y}^{(j)} = \int_{s_j}^{s_j + \Delta S} f_{x,y}^{*2} e^{-2\pi i k \frac{s}{L}} ds \quad (6)$$

и предполагается, что корректирующие квадрупольные поля $\Delta \bar{G}^{(j)}$ сосредоточены на m участках кольца длиной ΔS каждый.

Величины $P_{x,y}$ являются комплексными, так что для подавления обоих резонансов необходимо располагать по крайней мере четырьмя независимыми параметрами ($m \geq 4$). Одновременная манипуляция четырьмя величинами $\bar{G}^{(j)}$ оказывается на практике неэффективной. В связи с этим автором предложен принцип независимой коррекции резонансов. Суть его заключается в том, что путем специального размещения корректирующих элементов по азимуту и подбора величин $\Delta \bar{G}^{(j)}$ можно корректировать ширину полуцелого резонанса, например, P_x , не изменяя величины P_y . При этом достаточно рас-

полагать только двумя свободными параметрами и удовлетворить дополнительному условию

$$\sum_{j=1}^m \Delta \bar{G}^{(j)} J_y^{(j)} = 0,$$

не зависящему от азимутального распределения ошибок градиента ΔG . Аналогичным образом строится система коррекции резонансной полосы P_y , не изменяя величины P_x .

Эта идея была использована при построении системы коррекции резонансов второго порядка на синхротроне ИФЭ. В результате ее внедрения значительно улучшилась стабильность работы ускорителя и возросла интенсивность пучка. Принцип независимой коррекции резонансов в последнее время получил дальнейшее развитие на синхротроне ИФЭ: разработана система коррекции резонансов 3-го порядка $3Q_x = 29$ и $Q_x + 2Q_y = 29$, возбуждаемых флуктуациями квадратичной нелинейности ($v^2 B / v x^2$).

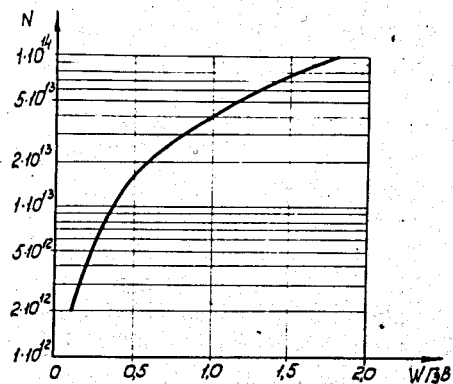


Рис.2

пучка составляет $\epsilon_x = 6$ см.мрад, $\epsilon_y = 4$ см.мрад, банч-фактор $\Lambda = 0,5$; $\epsilon_1 = 0,15$; $\epsilon_2 = \pi^2/24$. Рис.2 свидетельствует о том, что кулоновский эффект не является препятствием для достижения интенсивности $N = 5 \cdot 10^{13}$ протонов/имп. при начальной кинетической энергии в основном ускорителе $W = 1,2$ ГэВ. С некоторым

Основная цель сооружения бустера синхротрона ИФЭ состоит в увеличении интенсивности ускорителя до $5 \cdot 10^{13}$ протонов/имп., т.е. в 10 раз. На рис.2 показана согласно (1)-(3) зависимость интенсивности от кинетической энергии инжекции в синхротроне ИФЭ. Смещение числа вертикальных бетатронных колебаний принято равным $\Delta Q_y = -0,10$ (радиальное смещение при этом в несколько раз меньше). Эмиттансы

запасом конечная энергия протонов в бустере принята равной 1,5 ГэВ. Она может быть получена при помощи бустера любого типа.

Сравнительный анализ возможностей бустеров разных типов, учет особенностей конструкции и технических характеристик синхротрона ИФВЭ, а также экономические соображения привели к заключению, что наиболее подходящим кольцевым инжектором синхротрона ИФВЭ является быстрый бустер малого периметра.

Большая длительность цикла синхротрона ИФВЭ (8 с) — серьезный аргумент в пользу применения быстрого бустера. Отличительной особенностью формы магнитного цикла основного ускорителя, работающего с быстрым бустером, является наличие горизонтальной площадки поля для многократной инъекции сгустков. При переходе на режим работы с бустером (длительность инъекции 1–2 с) относительное удлинение цикла синхротрона ИФВЭ составляет всего 10–20%. С другой стороны, за 1–2 с быстрый бустер в состоянии ускорить пучок несколько десятков раз. Эффекты объемного заряда проявляются слабее, чем в бустерах других разновидностей: в каждом цикле содержится лишь несколько процентов импульсной интенсивности пучка основного синхротрона, а ускорение происходит так быстро, что некоторые неустойчивости пучка не успевают развиться.

Ниже перечислены важнейшие параметры бустера ИФВЭ, определяющие прямо или косвенно технические характеристики основных технологических систем:

Предельная кинетическая энергия	1,5 ГэВ
Периметр	99,16 м
Кратность радиочастоты	1
Интенсивность в импульсе	$1,7 \cdot 10^{12}$
Частота повторения циклов	20 Гц
Энергия инъекции	30 МэВ

Почти все параметры взаимосвязаны, и общая оптимизация производилась в процессе комплексного рассмотрения многих вариантов. Приведем краткое обоснование параметров.

Периметр бустера. Соответствующая предельной энергии магнитная жесткость протонов равна $B_0 R_0 = 75$ кГс.м. При конечной магнитной индукции на равновесной орбите $B_0 = 10 \pm 13$ кГс, обычной для быстроциклических ускорителей, общая длина заворачивающих магнитов составляет соответственно $2\pi R_0 \approx 45 \pm 35$ м. Минимальный периметр бустера с учетом необходимости размещения ускоряющих станций, фокусирующих и корректирующих устройств, приборов для

диагностики пучка, оборудования ввода и вывода частиц должен быть в 2,0–2,5 раза больше, т.е. равен примерно $L_B \approx 100$ м.

Значительное удлинение бустера по сравнению с минимально возможным его размером приводит к увеличению стоимости ускоряющей системы и строительных работ. Точная длина орбиты, приведенная в списке основных параметров, $L_B = 99,16$ м, определяется условиями синхронизации бустера и основного ускорителя.

Кратность радиочастоты. В основном синхротроне ИФВЭ кратность радиочастоты равна $h_0 = 30$. Следовательно, на бустер возлагается задача заполнить 30 областей устойчивости в продольном фазовом пространстве. Расстояние по азимуту между центрами сгустков в основном ускорителе составляет $L_0/h_0 = 50$ м. Если кратность радиочастоты в 100-метровом бустере принять $h_B = 1$, то ускоренный в нем сгусток как раз укладывается в сепаратрису основного синхротрона.

При кратности в бустере, равной 1, частотные диапазоны ускоряющих станций бустера и основного синхротрона частично перекрываются (конечная частота в бустере — 2,8 МГц, диапазон изменения частоты в синхротроне ИФВЭ — 2,5–6,0 МГц). Это обстоятельство позволяет использовать при создании ВЧ системы бустера опыт разработки и многолетней эксплуатации ускоряющих станций синхротрона ИФВЭ.

Применение более высокой частоты ускоряющего напряжения ($h_B > 1$) осложнило бы проблему однооборотного вывода сгустков из бустера.

Интенсивность в импульсе. Для накопления в основном ускорителе $N_0 = 5 \cdot 10^{13}$ протонов необходимо обеспечить 30-кратное срабатывание бустера. В каждом цикле должно ускоряться, таким образом, не менее $N_0/h_0 = 1,7 \cdot 10^{12}$ протонов. Линейная плотность протонов в бустере оказывается такой же, как на каждой дорожке четырехдорожечного бустера ЦЕРНа.

Частота повторения циклов бустера в целях сокращения времени накопления пучка в основном кольце должна быть как можно более высокой. Ограничивающим фактором является, прежде всего, работа ускоряющей системы. При $\nu = 20$ Гц максимальное амплитудное напряжение достигает $V_{0S}^{(m)} = 60$ кВ. С учетом опыта эксплуатации ВЧ системы синхротрона ИФВЭ оно может быть обеспечено десятью ускоряющими станциями, которые размещаются в свободных промежутках 100-метрового кольцевого магнита бустера. Однако дальнейшее

увеличение $V_{0\delta}^{(m)}$ затруднено. Скорость перестройки радиочастоты также близка к предельной.

Энергия инжекции в бустере должна быть достаточно высокой с тем, чтобы эффекты объемного заряда пучка не проявлялись бы слишком сильно в начале цикла ускорения. С другой стороны, чем ниже энергия инжекции, тем больше период обращения и тем большее количество протонов можно ввести в бустер за один оборот при заданном токе инжектора. Ограничив кулоновский сдвиг частоты величиной

$$|\Delta Q_{x,y}| \leq 0,15, \text{ положив } \Delta_{\delta} = 0,4, \text{ а инвариантный эмиттанс}$$

$$\mathcal{E}_{x,y} = \beta \gamma \mathcal{E}_{x,y} = 1,5 \text{ см.мрад, согласно (2) найдем}$$

$$\omega_{inj} \geq 30 \text{ МэВ.}$$

При энергии 30 МэВ за один оборот в камеру бустера попадает $0,8 \cdot 10^{12}$ протонов, что соответствует интенсивности основного ускорителя $2,4 \cdot 10^{13}$ протонов/имп. (без учета потерь). Интенсивность $5 \cdot 10^{13}$ протонов/имп. достижима путем ввода в радиальное фазовое пространство бустера нескольких витков тока из линейного инжектора.

В таблице приведены данные по интенсивности, поперечным эмиттансам и кулоновским сдвигам в каскадном комплексе ИФВЭ. Эмиттансы преобразовывались в соответствии с адиабатическим законом

$$\mathcal{E}_{x,y} \sim p^{-1} \quad (p - \text{импульс}), \text{ а кулоновские сдвиги вычислялись согласно (1)-(3).}$$

Таблица

Эмиттансы и кулоновские сдвиги

Способ инжекции	Бустер			Осн. ускоритель		
	Число протонов в импульсе N_{δ}	Начальн. эмиттанс $\mathcal{E}_{x,y}$ см.мрад	Макс. кулон. сдвиг $(\Delta_{\delta} \cdot 0,4)$ $\Delta Q_{x,y}$	Число протонов в импульсе N_0	Начальн. эмиттанс $\mathcal{E}_{x,y}$ см.мрад	Макс. кулон. сдвиг $(\Delta_{\delta} \cdot 0,3)$ $\Delta Q_{x,y}$
Однооборотная инжекция в бустере	$0,8 \cdot 10^{12}$	5,75	-0,12	$2,4 \cdot 10^{13}$	0,62	-0,14
		5,75	-0,12			-0,21
Многооборотная инжекция в бустере	$1,7 \cdot 10^{12}$	45,0	-0,05	$5 \cdot 10^{13}$	4,9	-0,04
		10,0	-0,10			-0,19

Предельные величины эмиттансов в основном ускорителе на уровне поля инжекции при работе с бустером составляют $\mathcal{E}_x = 6$ см.мрад, $\mathcal{E}_y = 4$ см.мрад. Амплитуды бетатронных колебаний соответственно равны $A_x = 5,1$ см, $A_y = 4,2$ см.

В режиме однооборотной инжекции поперечные размеры ускоренного пучка при конечной энергии 76 ГэВ теоретически такие же, как и при работе основного синхротрона без бустера, с одновитковым заполнением от инжектора И-100. Многооборотная инжекция в бустере приводит к существенному увеличению эмиттанса пучка, так что радиальный размер пучка близок к предельно допустимому при инжекции в основное кольцо. Величина эмиттанса пучка, установленная по условиям многооборотной инжекции в бустере, соответствует радиальному акцептансу основного ускорителя.

Расчетный вертикальный эмиттанс в основном ускорителе в 4 раза меньше допустимого. Здесь следует иметь в виду, что плоские пучки во время ускорения имеют тенденцию округляться за счет связи колебаний. Кроме того, вертикальный кулоновский сдвиг в основном ускорителе $\Delta Q_y = -0,19$ слишком велик. Поэтому допускается двукратное увеличение эффективного фазового объема по y при ускорении в бустере и двукратное увеличение при инжекции в основном кольце. Тогда кулоновские сдвиги в циркулирующем пучке ($\mathcal{E}_x = 6$ см.мрад, $\mathcal{E}_y = 4$ см.мрад) составят $\Delta Q_x = -0,01$, $\Delta Q_y = -0,10$. При выборе рабочей точки в основном синхротроне $Q_x = 9,88$, $Q_y = 9,85$ и приведенных здесь величинах кулоновских сдвигов резонансы низких порядков вплоть до четвертого включительно не пересекаются.

Протонный ступок в конце цикла ускорения в бустере занимает по азимуту меньше половины периметра и поэтому может быть помещен в одну сепаратрису основного синхротрона. Амплитудное напряжение ВЧ системы бустера является удобным параметром, адиабатическая вариация которого позволяет регулировать длину ступка в конце цикла ускорения. При этом, конечно, изменяется энергетический разброс пучка. Задача о согласовании продольных эмиттансов бустера и основного ускорителя решается путем специального выбора амплитуды ускоряющего напряжения ВЧ системы основного синхротрона.

Необходимое для согласования продольных эмиттансов соответствие напряжений в случае, когда фазовое движение линейно и равновесные фазы бустера и основного синхротрона в момент перевода равны $-\pi/2$, имеет следующий вид:

$$V_0 = \frac{h_{\delta} K_0 L_0^2}{h_0 K_{\delta} L_{\delta}^2} V_{\delta}, \quad (7)$$

где $K = (\alpha\gamma^2 - 1)/(\gamma^2 - 1)$, α - коэффициент расширения орбит, а индексы "δ" и "о" обозначают принадлежность соответствующих величин к бустеру и основному ускорителю.

Согласование обеспечивается при помощи напряжений, на которые рассчитаны ускоряющие системы бустера и основного синхротрона.

Важнейшей технологической системой бустера является кольцевой электромагнит. В связи с этим уже на первой стадии разработки проекта бустера были тщательно изучены и сопоставлены особенности магнитных систем как с совмещенными, так и с разделенными функциями заворота и фокусировки пучка. Предпочтение было отдано структуре с разделенными функциями, в которой регулировка бетатронных частот в широких пределах легко осуществляется путем изменения уровней возбуждения дипольных и квадрупольных магнитов.

Наиболее приемлемой для бустера оказалась симметричная структура, период которой состоит из триплета квадрупольных линз и двух заворачивающих магнитов с дипольным полем. Элемент периодичности показан схематически на рис.3; там же представлены модули

Флоке и дисперсионная функция ψ . Электромагнит содержит 12 периодов.

Серьезные технические достоинства триплетной структуры вытекают из того, что огибающая вертикальных бетатронных колебаний и соответственно вертикальный размер пучка оказываются малыми в заворачивающих магнитах и больших прямолинейных промежутках:

а. Запасенная магнитная энергия, благодаря малому вертикальному зазору в диполях, оказывается гораздо меньше, чем в структуре с совмещенными функциями. Квадрупольно вносят очень малый вклад в общую запасенную энергию (меньше 10%). Мощность системы питания кольцевого электромагнита оказывается относительно не-

большой.

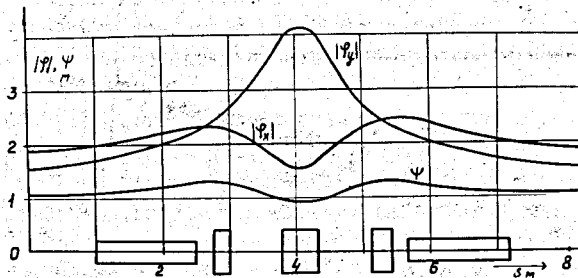


Рис.3

б. Импульсные магниты системы вывода и ускоряющие станции, которые размещаются в больших прямолинейных промежутках, имеют минимальные апертуры и энергопотребление.

Частоты бетатронных колебаний $Q_{x,y} \approx 4$ обеспечивают необходимый акцептанс при приемлемых апертурах и размерах блоков электромагнита. Окончательный выбор частот определяется тем, что окрестность точки $Q_x = 3,85$, $Q_y = 3,80$ наиболее свободна от резонансов 2-4 порядков.

При разработке системы допусков на отклонения магнитного поля от расчетного распределения учитывался опыт сооружения в СССР крупных циклических ускорителей и возможности промышленного производства электромагнитного оборудования. Исходные параметры пучка и основные допуски приводятся ниже.

Радиальный эмиттанс пучка (бетатронные колебания) $\epsilon_x = 45$ см.мрад
 Вертикальный эмиттанс пучка $\epsilon_y = 10$ см.мрад
 Максимальный импульсный разброс $(\Delta p/p)_m = \pm 7 \cdot 10^{-3}$

Среднеквадратичный относительный разброс поля в диполях $\langle \Delta v_y/v_y \rangle = 5 \cdot 10^{-4}$

Среднеквадратичный разброс углов поворота диполей относительно продольной оси $\langle \chi \rangle = 5 \cdot 10^{-4}$

Среднеквадратичная ошибка в поперечной установке квадруполь $\langle \Delta z \rangle = 0,1$ мм

Этим параметрам пучка и отклонениям поля соответствует следующее распределение апертуры диполей и квадруполь по эффектам, вызывающим отклонения протонов от оси камеры (все величины в мм).

Эффект	Диполь	Фок. по x	
		квадруполь	квадруполь
А. Радиальное направление			
Бетатронные колебания	$\pm 48,5$	$\pm 50,0$	$\pm 33,1$
Искажения замкнутой орбиты (среднеквадратичные)	$\pm 5,6$	$\pm 5,8$	$\pm 4,1$
Радиально-фазовые колебания	$\pm 8,8$	$\pm 9,3$	$\pm 6,6$
В С Е Г О	$\pm 62,9$	$\pm 65,1$	$\pm 43,8$
Размер вакуумной камеры	$\pm 75,0$	$\pm 69,0$	$\pm 69,0$

Эффект	Диполь	Фок. по X квадруполь	Фок. по Y квадруполь
Б. Вертикальное направление			
Бетатронные колебания	$\pm 22,1$	$\pm 24,6$	$\pm 41,5$
Искажения замкнутой орбиты (среднеквадратичные)	$\pm 6,0$	$\pm 7,2$	$\pm 11,2$
В С Е Г О	$\pm 28,1$	$\pm 31,8$	$\pm 52,7$
Размер вакуумной камеры	$\pm 31,0$	$\pm 69,0$	$\pm 69,0$

Некоторый запас в радиальном направлении необходим для ввода и вывода пучка. Унификация апертур и конструкции фокусирующих и дефокусирующих квадруполей упрощает их производство.

Анализ влияния возмущений поля, действующих на частоту бетатронных колебаний, а также эффекта кулоновского расталкивания пучка в начале цикла ускорения в бустере привел к заключению, что рабочая область частот может пересекаться линиями нелинейных резонансов, но не накладывается на полосы ближайших линейных резонансов 2-го порядка. В связи с этим разработана система коррекции нелинейных резонансов. Корректирующие элементы представляют собой универсальные неявнополюсные линзы с магнитопроводами в виде набора стальных колец и обмотками, размещенными на внутренних стенках магнитопровода вдоль образующей.

Глава II. ТЕОРИЯ ЦИКЛИЧЕСКОГО ДВИЖЕНИЯ И УСКОРЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ С ПЕРЕМЕННОЙ ЗАРЯДНОСТЬЮ

Циклическое ускорение многозарядных ионов обычно производится в условиях, когда заряд всех ионов в пучке - один и тот же и не изменяется во время ускорения. Во второй главе показано, что в рамках принципов сильной фокусировки и автофазировки осуществимо синхротронное ускорение тяжелых ионов, отличающихся зарядностью.^{х)} Кроме того, допустимо постепенное повышение средней зарядности ионов во время ускорения. При достаточно больших энергиях пучок может быть преобразован в полностью ионизированный.

Теория замкнутых орбит и бетатронных колебаний разработана в линейном и квадратичном по $\Delta q/q_0$ приближениях (Δq - отклонение зарядности от среднего значения q_0).

х) Зарядностью называется отношение заряда иона к элементарному заряду.

Допустим, что замкнутая орбита иона, импульс которого равен p_0 , а зарядность - q_0 , совпадает с осью вакуумной камеры. Радиальное положение орбиты иона с импульсом $p_0 + \Delta p$ и зарядностью $q_0 + \Delta q$ в линейном приближении определяется следующим образом:

$$\varphi(s) = \psi(s) \left(\frac{\Delta p}{p_0} - \frac{\Delta q}{q_0} \right), \quad (8)$$

где $\psi(s)$ - обычная дисперсионная функция, описывающая в теории циклических ускорителей радиальное положение замкнутых орбит частиц с отклоненным импульсом.

В частном случае ($\Delta p/p_0 = 0$) находится радиальное расхождение орбит, обусловленное только разбросом зарядности:

$$\varphi_q(s) = -\psi(\Delta q/q_0). \quad (9)$$

В структурах наиболее распространенного типа $\psi(s) > 0$, так что ионы с большей зарядностью ($\Delta q > 0$) располагаются внутри центральной орбиты (на меньших радиусах), а ионы с меньшей зарядностью ($\Delta q < 0$) - во внешней части магнитной дорожки.

Очевидно, следует стремиться к созданию структур с малой ψ -функцией с тем, чтобы уменьшить радиальное расхождение орбит и, следовательно, апертуру камеры. В синхротроне с периметром 100-200 м не представляет особого труда удерживать ψ_{\max} в пределах 0,4-0,5 м. Для размещения пучка ионов урана с энергией ~ 1 МэВ/нуклон, имеющего равновесный спектр зарядностей, дополнительное радиальное расширение вакуумной камеры составляет 8-10 см.

Важная особенность бетатронного движения заключается в том, что частоты колебаний в линейном магнитном поле зависят от $\Delta q/q_0$. Для сближения частот ионов разных зарядностей необходимо компенсировать хроматичность магнитной структуры при помощи квадратичной нелинейности. В условиях рассматриваемой задачи, когда $|\Delta q|/q_0 = 0,10 \pm 0,20$, нелинейность лучше всего вводить в те элементы кольцевого магнита, где возникает основное несоответствие между зарядностью ионов и фокусирующим (или дефокусирующим) полем. В частности, в структуре с разделенными функциями поворота и фокусировки квадратичную нелинейность следует вводить во все квадруполи. Приближенное условие компенсации хроматичности имеет вид:

$$g_2 = g_1 / (2\bar{\Psi}), \quad (10)$$

где

$$g_m = \frac{1}{m! B_0 R_0} \left(\frac{\partial^m B_y}{\partial x^m} \right)_0, \quad (m = 1, 2)$$

а $\bar{\Psi}$ - среднее по длине квадрупольного значения дисперсионной функции.

Такой способ компенсации хроматичности не сопровождается искажением огибающих пучка. Периодичность магнитной структуры сохраняется, и нет причин для возникновения новых структурных резонансов.

Перезарядка иона на произвольном азимуте синхротрона S_0 приводит к изменению амплитуды радиальных бетатронных колебаний. Начальные условия возникших колебаний зависят от Ψ и Ψ' . В соответствии с (9)

$$\Delta \xi(s_0) = \Psi(s_0) \frac{\Delta q}{q_0}, \quad \Delta \xi' = \Psi'(s_0) \frac{\Delta q}{q_0}. \quad (11)$$

Чем меньше изменение зарядности Δq и больше q_0 , тем меньше амплитуда колебаний.

Если кольцевой магнит синхротрона содержит участки, на которых

$$\Psi = 0, \quad \Psi' = 0, \quad (12)$$

и перезарядка происходит только на этих участках, то бетатронные колебания не возбуждаются. Этот факт является одним из основополагающих во всей идеологии накопления и синхротронного ускорения тяжелых ионов с повышением их зарядности.

Перезарядка, в принципе, сопровождается также изменением импульса ионов. Из кинематики процесса перезарядки получается оценка $\delta p/p_0 \lesssim 10^{-5}$. Таким образом, влиянием относительного изменения импульса на бетатронное движение можно пренебречь.

Магнитная структура синхротрона, в котором перезарядка предусматривается как рабочий режим, обязательно должна содержать секции с обращенной в нуль дисперсионной функцией и ее производной.

В поисках подходящей магнитной структуры ускорителя тяжелых ионов отправным пунктом служила структура бустера синхротрона ИФВЭ. Она имеет плавную и сравнительно небольшую дисперсионную функцию ($\bar{\Psi} = 1,1$ м), так что в пределах радиальной апертуры укладывается, например, 5-6 замкнутых орбит ионов урана со средней зарядностью $q_0 = 45$.

Не изменяя состава магнитных элементов структуры, только путем повышения оптической силы фокусирующих триплетов можно понизить среднее значение Ψ -функции в 2-3 раза и обратить дисперсию в нуль в каждом длинном прямолинейном промежутке. Ψ' в этих промежутках всегда равна нулю в силу симметрии структуры. Конечно, неизбежно возрастает частота радиальных бетатронных колебаний и несколько ужесточаются допуски на магнитные характеристики. Параметры элементов структуры следует выбирать так, чтобы при ускорении исключалось влияние остаточных полей и эффектов насыщения магнитопровода. При этих условиях можно обеспечить вытекающие из рассмотрения динамики пучка допуски на магнитные отклонения.

Детальный анализ структур всегда производится с привлечением ЭВМ и поэтому носит конкретный характер. В качестве примера подробно рассмотрена простая структура, элемент периодичности которой состоит из триплета квадрупольных и двух диполей.

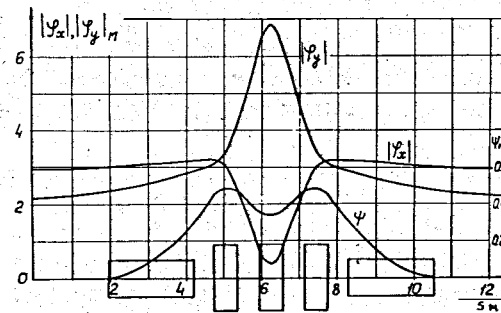


Рис. 4

Характеристические функции периода представлены графически на рис. 4. Ниже приведены основные параметры структуры. Предельная магнитная жесткость соответствует энергии 250 МэВ/нуклон при $q/A = 0,39$, A - массовое число иона.

Периметр	150 м
Число элементов периодичности	12
Максимальная магнитная жесткость	63,2 кГс.м
Максимальное поле в диполях	7,32 кГс
Максимальный градиент поля в квадрупольных: фокусирующих по x	0,97 кГс/см

дефокусирующих по x 1,12 кГс/см
 Число бетатронных колебаний на оборот при $\Delta q = 0$:
 по x 7,28
 по y 3,32
 Коэффициент расширения орбит. $0,42 \cdot 10^{-2}$

Три варьируемых параметра, необходимыми для выбора рабочей точки Q_x, Q_y и выполнения условия $\Psi = 0$ в больших промежутках, являются градиенты поля в фокусирующих и дефокусирующих квадрупольях G_x, G_y и одно из расстояний между магнитными элементами.

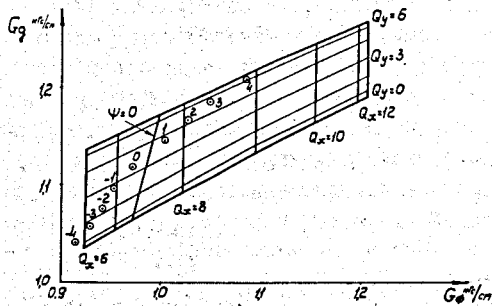


Рис.5

На рис.5 подробно показана область устойчивости, представляющая интерес для нашей цели. Здесь даны линии целых чисел Q_x, Q_y и линия, на которой $\Psi = 0$. Приведенным выше числам бетатронных колебаний на оборот соответствует значение $\Psi|_{\Delta q=0} = 1,2$ см, т.е. дисперсия мала, но

не равна нулю. Ее можно точно обратить в нуль, но положение рабочей точки будет менее удачным по отношению к резонансным линиям.

На рис.5 показана рабочая точка, соответствующая средней зарядности и номинальному импульсу ($\Delta q = 0$), а также рабочие точки ионов, имеющих отклонения $\Delta q = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4$ от среднего значения $q_0 = 45$. Видно, что частоты колебаний сильно зависят от Δq , а точка, соответствующая $\Delta q = -4$, выпадает из области устойчивости.

Вертикальный размер области устойчивости составляет примерно 10% от номинального значения G_y .

Для компенсации зависимости частот от зарядности введена квадратичная нелинейность во все квадрупольи:

$$\left(\frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2}\right)_x = 22,1 \text{ Гс/см}^2, \quad \left(\frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2}\right)_y = -35,0 \text{ Гс/см}^2.$$

Необходимые для коррекции нелинейные компоненты поля могут быть обеспечены специальным профилированием полюсов квадрупольей. Такой метод ликвидации хроматических эффектов применительно к магнитооптическим системам транспортировки пучков предложен автором в 1964 г.

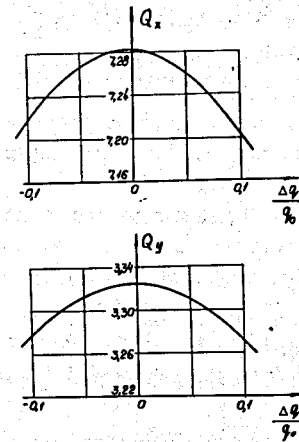


Рис.6

На рис.6 представлена зависимость частот колебаний Q_x, Q_y от $\Delta q / q_0$ в структуре с компенсированной хроматичностью. Она имеет параболический характер, что объясняется преобладающим влиянием на частоту членов разложения $\sim (\Delta q / q_0)^2$. Компенсация эффектов $\sim (\Delta q / q_0)^2$ оказывается излишней, если $|\Delta q| / q_0 \leq 0,15$.

Допуски на отклонения компонент магнитного поля от расчетных значений в рассмотренной структуре в 2-3 раза более жесткие, чем в структуре бустера ИФВЭ.

При исследовании условий, в которых происходит ускорение многокомпонентного пучка одной ускоряющей системой, для каждой зарядовой компоненты вводятся понятия синхронного импульса p_s и равновесной фазы ϕ_s . Синхронные импульсы определяются исходя из того, что период обращения ионов не зависит от Δq .

Относительный разброс синхронных импульсов ионов разных зарядностей составляет

$$\frac{\Delta p_s}{p_s} \approx -\alpha \gamma_0^2 \frac{\Delta q}{q_0}; \quad (13)$$

он много меньше, чем относительный разброс зарядностей.

В практически интересных случаях $|\Delta p_s| / p_s \sim 10^{-3}$, что заметно меньше импульсной неоднородности монозарядного пучка. Ускорение спектра зарядностей, таким образом, не сопровождается существенным увеличением импульсного разброса пучка. Это обстоятельство, важное для работы ускорителя и проведения прецизионных физических исследований, является следствием плотной упаковки орбит в сильнофокусирующих циклических ускорителях. В предель-

ном случае ($\alpha = 0$) синхронные импульсы ионов разных зарядностей совпадают. Они совпадают также при ускорения тяжелых ионов линейным способом.

В слабофокусирующих циклических ускорителях синхронные импульсы отличаются слишком сильно и ускорение пучка с разбросом зарядности теряет смысл как в силу апертурных соображений, так и по причине резкого ухудшения качества пучка.

Равновесные фазы ионов разных зарядностей отличаются на величину

$$\Delta\varphi_s \approx \text{ctg} \varphi_{os} \cdot \frac{\Delta q}{q_0} \quad (14)$$

Следовательно, чем больше зарядность, тем меньше равновесное напряжение ($\text{ctg} \varphi_{os} < 0$).

В обычных условиях ускорения $|\text{ctg} \varphi_{os}| \approx 1$, так что

$\Delta\varphi_s \approx -\Delta q/q_0$. Важно, что разброс равновесных фаз во много раз меньше интервала устойчивых фаз при фазовых колебаниях.

Равновесные фазы ионов разных зарядностей совпадают при циркуляции пучка с постоянной энергией ($\varphi_s = -\pi/2$).

Ионы разных зарядностей имеют свои области устойчивого фазового движения; они ограничиваются сепаратрисами. На фазовой плоскости финитное движение совершается около центров, положение которых зависит от зарядности.

В качестве иллюстрации на рис. 7 показаны 3 сепаратрисы, соответствующие зарядностям q_0 и $q_0 \pm 0,1 q_0$. Равновесная фаза ионов зарядности q_0 равна

$\varphi_{os} = -\pi/3$, а максимальный полуразмер сепаратрисы вдоль оси $\Delta p/p_{os}$

принят равным $0,8 \cdot 10^{-2}$.

Смещение центров, около которых совершается фазовое движение ионов с зарядностями $0,9 q_0$ и $1,1 q_0$, определяется согласно (13) и (14). Геометрическое место центров есть отрезок прямой. Показанная на рисунке величина смещения центров по вертикали получается, когда коэффициент расширения орбит $\alpha = 0,01$.

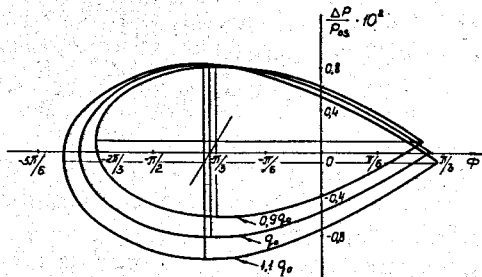


Рис. 7

Площади, заключенные внутри крайних сепаратрис, отличаются в приведенном примере менее чем на $\pm 20\%$ от средней.

При $\alpha = 0$ горизонтальные оси симметрии сепаратрис совпадают. Если еще и $\varphi_{os} = -\pi/2$, то появляется также общая вертикальная ось симметрии. Вертикальный размер сепаратрис в этом случае пропорционален $q^{1/2}$.

Соответствие частоты ускоряющего поля частоте обращения обеспечивается автоматически, путем воздействия на задающий генератор сигнала, возникающего при радиальном отклонении от оси камеры центра тяжести заряда ускоряемого пучка. Датчиками положения пучка являются пикап-электроды.

Автоподстройка частоты широко применяется в протонных синхротронах. В ионных ускорителях она применима при условии, что интенсивность циркулирующего пучка достаточна для его уверенной индикации. В известных проектах ионных синхротронов ожидаемая интенсивность составляет $10^8 - 10^{10}$ ионов в импульсе. Это на несколько порядков величины выше порога чувствительности системы обратной связи.

В диссертации рассмотрены также вопросы ускорения пучка в условиях, когда зарядность ионов постепенно изменяется (растет).

Каждый акт перезарядки сопровождается изменением амплитуды синхротронных колебаний. Поэтому, с одной стороны, приходится следить за судьбой отдельных ионов и контролировать устойчивость синхротронных колебаний после многих перезарядок. С другой стороны, некоторые характеристики ускоряющей системы, например, амплитуда и частота ускоряющего напряжения, определяются зарядовым состоянием пучка в целом, а не зарядностью отдельных ионов. Средняя зарядность пучка $q_0(t)$ — плавная функция времени в отличие от зарядности отдельных ионов, изменяющейся скачкообразно.

Перезарядка иона в процессе циркуляции или ускорения не сопровождается изменением фазы φ . Изменением импульса также можно пренебречь. Главный эффект перезарядки, влияющий на продольное движение, заключается в скачкообразном перемещении центра, около которого совершаются фазовые колебания. Можно сказать, что ион при изменении зарядности переходит в новую сепаратрису. Поскольку каждой зарядности соответствуют свои равновесные импульс и фаза, при перезарядке скачком изменяются параметры, характеризующие движение в новой сепаратрисе.

В соответствии с (13) и (14) следует учесть скачок импульса и фазы:

$$\frac{\Delta p}{p_{0s}} = 2\gamma^2 \frac{\Delta q}{q_0}, \quad \Delta \eta = -ctg \varphi_{0s} \cdot \frac{\Delta q}{q_0}. \quad (15)$$

Здесь $\Delta q/q_0$ - относительное изменение зарядности.

Результирующая амплитуда колебаний будет больше или меньше прежней - в зависимости от фазы колебаний иона в момент перезарядки. Эффект не зависит от азимута, на котором изменяется зарядность.

Многokrатная перезарядка в процессе ускорения, в силу отсутствия корреляции между фазами колебаний в моменты перезарядки, приводит к стохастическому возбуждению колебаний. В случаях, представляющих практический интерес, среднеквадратичное приращение амплитуды колебаний не превышает 0,1 радиана.

Присоединение электронов вызывает стохастическую раскачку колебаний в той же мере, что и их потеря. В связи с этим методы повышения средней зарядности в процессе ускорения должны исключать присоединение или, во всяком случае, по возможности его ограничивать.

Вследствие увеличения жесткости колебательной системы при систематическом увеличении зарядности возникает дополнительное затухание фазовых колебаний. В линейном приближении $\eta_m \sim q_0^{-1/4}$.

Обдирка ионов во время ускорения повышает эффективность их взаимодействия с ускоряющим электрическим и заворачивающим магнитным полями. В синхротроне фиксированного периметра предельный импульс увеличивается в отношении конечной зарядности к начальной. С другой стороны, можно сохранить конечный импульс, снизив индукцию магнитного поля.

Равновесное напряжение в синхротроне с изменяющейся зарядностью равно

$$V_s = V_s^{(0)} \left(1 + \frac{q}{q_0} \frac{B_0}{\dot{B}_0} \right), \quad (16)$$

где $V_s^{(0)} = R_0 L_0 \dot{B}_0 / c$ - равновесное напряжение в режиме ускорения с постоянной зарядностью.

Ускорение спектра ионов с изменяющейся зарядностью требует поддержания следующего закона модуляции частоты ускоряющего напряжения:

$$f_{e.ч.}(t) = h \frac{e q_0(t) c^2 B_0(t)}{E_0(t)}, \quad (17)$$

где h - кратность, E_0 - полная энергия.

Отличие его от обычного закона заключается в появлении еще одной функции времени - $q_0(t)$.

При заданных начальной и конечной энергиях глубина модуляции частоты не зависит от зарядности.

Как уже отмечалось, система воздействия на радиочастоту, использующая данные о радиальном положении центра тяжести заряда, автоматически обеспечивает нужный закон модуляции независимо от конкретного вида функции $q_0(t)$.

Скорость модуляции радиочастоты составляет

$$\dot{f}_{e.ч.}(t) = f_{e.ч.} \left(\frac{\dot{q}}{q_0} + \frac{\dot{B}}{B_0} - \frac{\dot{E}_0}{E_0} \right). \quad (18)$$

Глава III. НАКОПЛЕНИЕ ИОНОВ ПРИ ИНЪЕКЦИИ И ИХ ПЕРЕЗАРЯДКА ВО ВРЕМЯ УСКОРЕНИЯ

Тяжелые ионы обладают специфическими свойствами, осложняющими их ускорение. Во-первых, фазовая плотность ионных пучков даже на стадии их формирования в сотни и тысячи раз ниже плотности протонных пучков. Кроме того, ускорение обычно сопровождается дополнительными потерями во время обдирки на промежуточной энергии. Вследствие этого при ускорении тяжелых ионов в синхротроне по обычной схеме кулоновский предел интенсивности представляется недостижимым.

Во-вторых, высокая вероятность перезарядки ионов приводит к необходимости создания особых вакуумных условий в кольцевой камере, а именно, должно быть $\mathcal{P}\tau \lesssim 10^{-10}$ Тор.с, где \mathcal{P} - давление остаточного газа, а τ - время ускорения. При $\tau \sim 0,1$ с получается $\mathcal{P} \lesssim 10^{-9}$ Тор, что на несколько порядков ниже давления, допустимого по условиям многократного рассеяния.

В-третьих, при низких энергиях отношение зарядности q к массовому числу A много меньше единицы (u протонов $q/A = 1$).

Взаимодействие с электрическим и магнитным полями является довольно слабым, так что линейное ускорение оказывается малоэффективным, а периметр синхротрона получается большим.

В третьей главе излагается новый комплексный подход к решению проблемы синхротронного ускорения тяжелых ионов, учитывающий ограниченность тока ионных источников и особенности взаимодействия ионов с электромагнитным полем и материальной средой. Теоретическим фундаментом служат положения, развитые во второй главе.

Электромагнитное взаимодействие циркулирующих частиц - явление, которое в принципе определяет предельную интенсивность пучка не только в протонных, но и в ионных синхротронах. Наиболее серьезный эффект - некогерентный сдвиг частоты бетатронных колебаний.

Анализ эффекта кулоновского расталкивания ионного пучка проводится так же, как и протонного. При переходе от протонов к многозарядным ионам в левой части уравнения поперечного движения возникает множитель A , а в правой, учитывающей влияние собственного электромагнитного поля, - коэффициент q^2 . Предельное число ионов N равно

$$N = - \frac{A}{q^2} \frac{\beta^2 \gamma^3 \Lambda (\epsilon_{x,y} + \epsilon_x^{1/2} \epsilon_y^{1/2})}{r_p} \Delta Q_{x,y}. \quad (19)$$

Эта формула отличается от (2) только дополнительным фактором A/q^2 .

На рис.8 изображена зависимость предельной интенсивности пучка ионов в синхротроне от энергии инжекции. График построен на основе следующих допущений. Зарядность ионов q принята равной средней зарядности равновесного спектра в твердом веществе при соответствующей энергии. Вертикальный эмиттанс равен радиальному; его величина при разных энергиях устанавливалась исходя из того, что инвариантный эмиттанс $\tilde{\epsilon} = \beta \gamma \epsilon$ равен 1 см.мрад. Фактор банчиловки считался равным $\Lambda = 0,5$, а максимальный кулоновский сдвиг $\Delta Q = -0,2$.

Несмотря на то, что предельная интенсивность - относительно низкая, заполнение вакуумной камеры синхротрона ионным пучком, в котором становится заметным кулоновское расталкивание, представляет собой трудную задачу. Если исходить из тока ионов U^{+8}

100 мкА^{X)}, времени инжекции в синхротроне 10 мкс и допустить одну обдирку с шестикратной потерей интенсивности, то число ионов, введенных в камеру синхротрона с длиной орбиты 150 м, составит $1 \cdot 10^8$. Реально их будет в несколько раз меньше из-за потерь при захвате как в линейном инжекторе, так и в синхротроне. Из этого примера следует, что проблема заполнения синхротрона предельным током самых тяжелых частиц при обычном подходе к ее решению не будет исчерпана даже при условии, что импульсную интенсивность источников удастся повысить на два порядка, не увеличивая эмиттанса пучка.

В магнитной системе, предназначенной для удержания ионов с разбросом зарядности, можно осуществить накопление ионов, сопровождающееся повышением фазовой плотности пучка. Режим накопления аналогичен перезарядной инжекции ионов H^- в синхротроне.

Предположим сначала, что пучок, вводимый в синхротрон (или накопительное кольцо), - монозарядный, монохроматический (зарядность q^* , импульс $p_0^{(i)}$) и имеет нулевой поперечный эмиттанс.

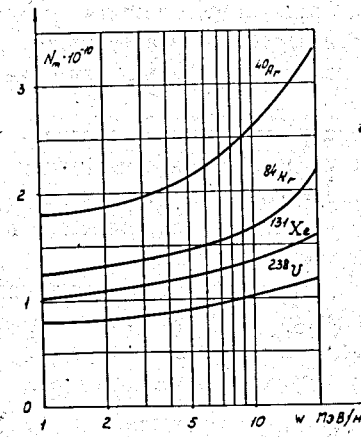


Рис.8

Индукция поля на центральной линии магнитной дорожки $B_0^{(i)}$ соответствует импульсу $p_0^{(i)}$ и равновесной зарядности ионов $\bar{q}^{(i)}$; радиус осевой траектории в заворачивающих магнитах - R_0 . Индукция магнитного поля во время накопления не изменяется.

Инжектируемый пучок низкой зарядности q^* направляется на ось вакуумной камеры в прямолинейном промежутке между магнитными блоками (рис.9). В этом месте внутри вакуумной камеры располагается перезарядная мишень, после однократного прохождения которой в пучке ионов устанавливается равновесное (или близкое к равновесному) распределение зарядности. Средняя зарядность равна $\bar{q}^{(i)}$ или близка к ней; разброс около нее, в который укладывается почти вся интенсивность, $2|\Delta q^{(i)}| = 8 \div 10$.

X) Примерно такой ток дает источник Пеннинга на ускорителе UNILAC.

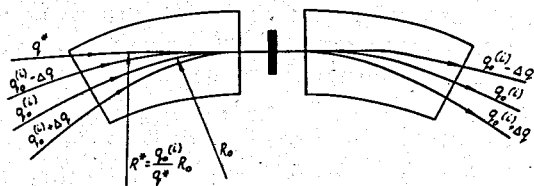


Рис.9

Предположим пока, что потери энергии и рассеяние при прохождении перезарядной мишени отсутствуют и в зоне мишени структура магнитного кольца обладает нулевой дисперсией,

т.е. выполняются условия (12). Тогда зарядовая компонента пучка $\bar{q}^{(i)}$ совершает оборот, двигаясь по оси камеры. Ионы, зарядность которых отклоняется от $\bar{q}^{(i)}$, идут по замкнутым орбитам, радиальное положение которых определяется согласно (9).

Завершив оборот, пучок снова пересекает мишень; при этом изменяется зарядность отдельных ионов, но спектральное распределение зарядностей сохраняется. Поэтому второй оборот пучок в целом совершает так же, как и первый, хотя радиальное положение отдельных ионов соответствует их новой зарядности. Ширина пучка не изменяется. Таким образом циркуляция может продолжаться длительное время.

Между тем из инжектора непрерывно поступают ионы с зарядностью q^* и, обдираясь, усваиваются магнитным кольцом. Перезарядка позволяет обойти ограничения, вытекающие из теоремы Лиувилля, и фазовая плотность с учетом принятых здесь допущений в течение времени инжекции линейно нарастает.

Инжекция ионов с зарядностью q^* легко осуществима, так как радиус кривизны их траекторий в магнитном поле синхротрона сильно отличается от R_0 . Например, в случае инжекции ионов урана ($q^* = 7$) с энергией 3 МэВ/нуклон при обдирке в твердой среде имеем $\bar{q}^{(i)} = 54$, так что $R^* = 7,7 R_0$.

Если инжектируемый пучок зарядности q^* имеет разброс по импульсам, то после прохождения перезарядной мишени ионы совершают циклическое движение по замкнутым орбитам, соответствующим их импульсу и новой зарядности (см. (8)). Бетатронные колебания в пучке с ненулевым эмиттансом совершаются около этих орбит.

В диссертации подробно рассмотрены факторы, влияющие на эффективность накопления и результирующий эмиттанс пучка: ионизационные потери энергии при прохождении мишени и их флуктуации, многократное рассеяние ионов в мишени, потери ионов на магнитной

дорожке конечного радиального размера в результате попадания ионов в "хвосты" зарядового спектра.

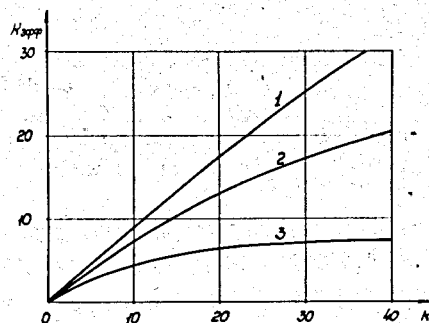


Рис.10

на для удержания пучка с разбросом зарядности $|\Delta q|/q_0 = 0,15; 0,20; 0,25$ (кривые 3; 2; 1).

Рис.10 характеризует эффективность накопления ионов урана на магнитной дорожке ограниченной ширины при энергии 3 МэВ/нуклон; толщина перезарядной мишени (азот) $2,2 \cdot 10^{17}$ атомов/см².

По оси ординат отложено число эффективных оборотов, по оси абсцисс - число витков, вводимых на магнитную дорожку. Ее ширина достаточ-

на для удержания пучка с разбросом зарядности $|\Delta q|/q_0 = 0,15; 0,20; 0,25$ (кривые 3; 2; 1).
 В условиях идеального вакуума ускорение ионов не сопровождается изменением зарядности. Однако если давление остаточного газа не слишком низкое или если пучок в процессе ускорения пересекает очень тонкую перезарядную мишень, то зарядность ионов постепенно изменяется. В целях повышения эффективности взаимодействия ионов с электромагнитным полем нужно стремиться увеличивать их зарядность. Сечение потерь превосходит сечение присоединения, когда зарядность ионов меньше равновесной: $q_0 < \bar{q}$. В этих условиях перезарядка сводится в основном к обдирке. Такой режим представляет наибольший практический интерес.

Последовательная ионизация пучка во время ускорения - пример однородного марковского случайного процесса. Его закономерности можно проследить, обратившись к упрощенной ситуации: перезарядка ионов при взаимодействии со средой сводится только к обдирке по одному электрону, а среднее время жизни в каждом зарядовом состоянии - одно и то же. В такой постановке уравнения зарядового состояния интегрируются в общем виде.

Пусть в начальный момент имеется $N_{q^*}(0)$ ионов зарядности q^* . Со временем образуется спектр зарядностей; число ионов, имеющих зарядность $q^* + k$, в момент времени t равно

$$N_{q^*+k}(t) = \frac{t^k}{k!} e^{-t} N_{q^*}(0), \quad (20)$$

где

$$\xi = t/t^0, \quad t^0 = (\sigma n v)^{-1}; \quad (21)$$

σ - сечение потери электрона, n - концентрация обдирочной среды, а v - скорость ионов. Величина t^0 - среднее время жизни в одном зарядовом состоянии.

Спектральный состав зарядностей удобно характеризовать функциями $Y_{q^{*+k}}(\xi) = N_{q^{*+k}}(\xi) / N_{q^*}(0)$, удовлетворяющими условиям нормировки $\sum_k Y_{q^{*+k}}(\xi) = 1$. Вместо (20) можно написать:

$$Y_{q^{*+k}}(\xi) = \frac{\xi^k}{k!} e^{-\xi} \quad (22)$$

Таким образом, любая компонента представлена распределением Пуассона. Решение (22) обобщается на случай, когда при $t = 0$ есть не одна зарядность, а спектр, зарядовые фракции которого описываются функциями $Y_{q^{*+l}}(0)$ $/ -m \leq l \leq m /$:

$$Y_{q^{*+k}}(\xi) = e^{-\xi} \sum_{l=-m}^m \frac{\xi^{k-l}}{(k-l)!} Y_{q^{*+l}}(0). \quad (23)$$

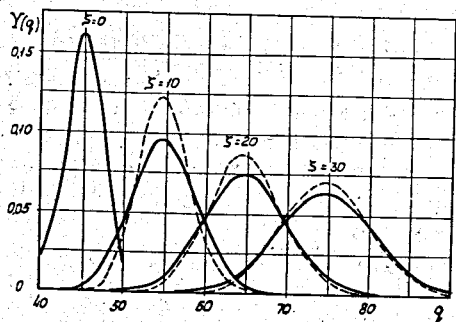


Рис. II

начальное состояние пучка - монозарядное ($Y_{45}(0) = 1$, на рисунке не показано). Начальные условия слабо отражаются на форме спектра уже при $\xi = 10$, а в дальнейшем зависимость формы спектра от начального распределения практически исчезает.

По мере увеличения средней зарядности ионов согласно (9) радиальное расхождение замкнутых орбит ионов соседних зарядностей сокращается, так что на магнитной дорожке фиксированных размеров удерживается более широкий зарядовый спектр, а именно, число зарядовых состояний растет в отношении $q_0(\xi)/q_0(0)$.

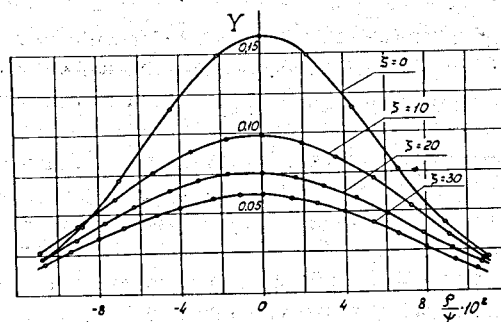


Рис. I2

На рис. I2 показано радиальное положение составляющих зарядовых спектров в разные моменты процесса обдирки. Фактически распределения, изображенные на рис. II сплошными линиями, приведены к одному радиальному масштабу и наложены друг на друга.

После 30 перезарядок для размещения 17 зарядностей нужно столько же места, сколько в начальный момент для размещения 11.

В реальных условиях следует учитывать присоединение электронов, кратную ионизацию и зависимость сечений перезарядки от энергии ионов, их зарядности и состава обдирочной среды. При математическом описании спектров удобнее перейти к независимой переменной $\chi = n v t$. Аналогом времени жизни t^0 при таком выборе переменной является σ^{-1} .

Произвольное уравнение системы, определяющей зарядовый спектр ионов, имеет вид:

$$\frac{dY_q(x)}{dx} + Y_q(x) \sum_{q'} \sigma(q, q') = \sum_{q'} \sigma(q', q) Y_{q'}(x), \quad (24)$$

где $\sigma(q, q')$ - сечение перехода из состояния q в состояние q' , $\sigma(q', q)$ - сечение обратного перехода, а суммирование ведется по всем зарядовым состояниям, исключая $q' = q$. Общее число уравнений типа (24) равно числу возможных зарядовых состояний ионов.

Система (24) проинтегрирована численно на ЭВМ СДС-6500 в связи с изучением спектров ионов урана. Одновременно определялись

основные характеристики процесса синхротронного ускорения: средняя зарядность пучка, равновесное напряжение и радиочастота, кинетическая энергия ионов. Предполагалось, что индукция магнитного поля изменяется со временем линейно.

Информация о сечениях перезарядки вводилась в виде таблиц в массив исходных данных.

Процедура вычислений предусматривала "обрезание" краев зарядовых спектров после каждого шага численного интегрирования системы (24) в соответствии с принятыми размерами магнитной дорожки. Оставшаяся часть спектра принималась в качестве начальных условий при интегрировании на следующем шаге. Таким образом можно было проследить в течение всего цикла ускорения за потерями пучка, происходящими вследствие больших отклонений зарядности от средней.

В рассмотренных примерах ширина магнитной дорожки должна быть достаточной для удержания разброса зарядности $|\Delta q|/q_0 = 0,15$ с тем, чтобы в процессе ускорения с постепенной обдиркой потери не превышали 40% (перезарядная газовая среда - азот). Применение более легких газов позволит несколько сократить ширину магнитной дорожки, так как в этом случае вклад кратной ионизации уменьшается, и образующиеся зарядовые спектры являются более компактными.

Важную роль играет своеобразная "зарядовая фокусировка" пучка, имеющего разброс зарядности. Эффект возникает, когда при взаимодействии со средой зарядность ионов постепенно повышается. Его существование обусловлено неравенством

$$\left. \frac{\Delta \delta}{\Delta q} \right|_{v=\text{const}} < 0 \quad (25)$$

Средняя скорость изменения зарядности составляет $\langle \dot{q} \rangle = \epsilon n v$, где усреднение произведено по ансамблю частиц зарядности q . $\langle \dot{q} \rangle$ довольно сильно зависит от q , главным образом, через посредство $\epsilon|_{v=\text{const}} = \epsilon(q)$. У ионов с разбросом зарядности

$|\Delta q|/q_0 = 0,1$ сечение потери при одинаковой скорости отличается на величину, по порядку равную самому сечению:

$|\Delta \epsilon| \approx \epsilon(q_0)$. В результате ионы с большей зарядностью обдираются менее интенсивно, чем ионы с меньшей зарядностью, так что происходит довольно сильное сужение зарядового спектра.

Проведенные исследования свидетельствуют о том, что в синхротроне заданного периметра за счет дополнительной обдирки пучка энергия ионов повышается в несколько раз.

Приложения к диссертации содержат теорию резонансной инжекции по двум степеням свободы в ускорителе типа синхротрона и методику приближенного расчета магнитооптических характеристик периодических структур.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЫ

1. Предложен принцип независимой коррекции линейных резонансов второго порядка в синхротроне с сильной фокусировкой. Созданная на его основе система коррекции способствовала повышению интенсивности пучка и стабильности работы синхротрона ИФВЭ. Идея независимой коррекции в последнее время получила дальнейшее развитие при построении системы подавления нелинейных резонансов на синхротроне ИФВЭ.

2. Выполнен комплекс теоретических исследований, составивших инженерно-физическую основу проекта реконструкции синхротрона ИФВЭ с целью повышения его импульсной интенсивности до $5 \cdot 10^{13}$ протонов:

а. Проведен сравнительный анализ особенностей кольцевых инжекторов разных типов и установлено, что применение быстроциклического бустера малого периметра является оптимальным решением проблемы увеличения интенсивности синхротрона ИФВЭ.

б. Дано физико-техническое обоснование параметров бустера ИФВЭ; при этом тщательно учитывался имеющийся опыт сооружения в Советском Союзе крупных циклических ускорителей.

в. В результате всестороннего исследования физических и инженерных особенностей сильнофокусирующих магнитных систем выбрана структура магнита бустера ИФВЭ, оптимизированы ее основные характеристики и разработана с учетом возможностей промышленного производства система допусков на отклонения магнитного поля от расчетного.

Проектирование бустера закончено; в настоящее время изготавливается специальное технологическое оборудование, а на площадке ИФВЭ завершаются строительные работы.

3. Разработана теория циклического движения и синхротронного

ускорения тяжелых ионов, отличающихся зарядностью, а также теория ускорения многокомпонентного пучка с плавно изменяющейся средней зарядностью:

а. Выполнен анализ циклического движения пучка ионов, обладающего разбросом зарядности, и показано, что одновременная устойчивость бетатронных колебаний в сильнофокусирующей магнитной системе имеет место при условии компенсации хроматичности структуры.

Полученные результаты легко распространяются на пучки монозарядных частиц, характеризующиеся большим разбросом по импульсам.

б. Предложен принцип построения сильнофокусирующих магнитных систем специального вида, обеспечивающих устойчивость циклического движения пучка ионов с разбросом зарядности и допускающих многократную перезарядку ионов без возбуждения бетатронных колебаний. Детальный анализ характеристик структуры с триплетной фокусировкой и, в частности, допусков на отклонения магнитного поля свидетельствует о реализуемости таких систем на современном уровне развития магнитной технологии.

в. Принцип автофазировки В.И.Векслера обобщен на случай ускорения многокомпонентного пучка (обладающего разбросом зарядности). Показано, что такой пучок может ускоряться одной высокочастотной системой, причем продольный эмиттанс незначительно отличается от эмиттанса монозарядного пучка.

г. Всесторонне исследована динамика процесса ускорения пучка с изменяющейся средней зарядностью: изучены вопросы возбуждения и затухания бетатронных и синхротронных колебаний, сформулированы требования к частоте и амплитуде ускоряющего напряжения, рассмотрены особенности трансформации зарядовых спектров, образующихся вследствие многократной перезарядки во время ускорения.

4. Предложены и обоснованы принципиально новые схемы ускорения и накопления тяжелых ионов, обеспечивающие радикальное увеличение импульсной интенсивности пучков и повышение эффективности взаимодействия ионов с электрическим и магнитным полями синхротрона.

а. Из главных положений теории синхротронного ускорения ионов с разбросом зарядности непосредственно вытекает возможность и целесообразность ускорения группы зарядностей, образующейся при обдирке инжектируемого пучка, а не одной зарядовой компоненты. Это приводит к существенному наращиванию импульсной интенсивности синхротрона (при ускорении ионов урана - в 5-6 раз).

б. Схема накопления ионов при инжекции, основанная на их перезарядке, позволяет поднять импульсную интенсивность пучка в синхротроне в несколько десятков раз. Многократно возрастает фазовая плотность пучка, что является исключительно важным обстоятельством в условиях, когда фазовая плотность пучков ионных источников - низкая.

в. Постепенная обдирка пучка в процессе ускорения в синхротроне заданного периметра приводит к повышению конечной энергии ионов в несколько раз. При достаточно больших энергиях пучок может быть преобразован в полностью ионизированный.

Ускорение ионных пучков, обладающих разбросом зарядности, является новым перспективным направлением в области ускорительной техники. Проект ускорительного комплекса тяжелых ионов*/разрабатываемый ОИЯИ, ИАЭ им.И.В.Курчатова, НИИЭФА им.Д.В.Ефремова и МРТИ, предусматривает накопление тяжелых ионов на основе перезарядки и последующее синхротронное ускорение спектра зарядностей. В Дармштадте (ФРГ) начата разработка накопительно-ускорительного кольца STRIPSY, в котором предусматривается перезарядная инжекция ионов из ускорителя UNILAS и синхротронное ускорение многокомпонентного пучка ионов с постепенным повышением средней зарядности.

Ниже приводится список основных работ автора по теме диссертации, опубликованных в виде докладов на всесоюзных совещаниях и международных конференциях, статей в периодических изданиях и препринтов.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И.Балбеков, И.А.Шукейло. О коррекции азимутальных неоднородностей градиента в ускорителях с сильной фокусировкой. Препринт ИФЭ СКУ 67-65К, Серпухов, 1967.
2. V.I.Balbekov, I.A.Shukeilo. Multiple crossing of half-integral resonance in circular accelerators with high space charge density. Proc. of the Sixth Intern. Conf. on High Energy Acceler., Cambridge, USA, p.A-111, 1967.

*/ОИЯИ, 9-11796, Дубна, 1978.

3. В.А.Титов, И.А.Щукейло. Многооборотная инжекция по двум степеням свободы в синхротроне с сильной фокусировкой. ЖТФ XXXVIII, с.1752, 1968.
4. В.И.Балбеков, И.А.Щукейло. О прохождении параметрического резонанса в ускорителях с интенсивными пучками. ЖТФ XXXIX, с.1863, 1969.
5. V.I.Balbekov, F.A.Vodorjanov, I.A.Shukeilo et al. Increase of injection energy of the 70 GeV proton synchrotron with the goal to increase the intensity. Proc. of the 8th Intern. Conf. on High Energy Acceler., p.21, CERN, Jeneve, 1971.
6. Ю.М.Адо, В.И.Балбеков, И.А.Щукейло и др. Увеличение интенсивности протонного синхротрона на энергию 70 ГэВ посредством повышения энергии инжекции. Труды второго Всесоюз. совещ. по ускорителям заряж.частиц. Т.1., с.47, изд-во "Наука". М., 1972.
7. А.Д.Артемов, В.И.Балбеков, И.А.Щукейло и др. Быстрый бустер-инжектор протонного синхротрона ИФЭ. Труды второго Всесоюз. совещ. по ускорителям заряж.частиц. Т.1, с.71, изд-во "Наука". М., 1972.
8. В.И.Балбеков, И.А.Щукейло. Некоторые эффекты объемного заряда в бустере и основном ускорителе ИФЭ. Труды второго Всесоюз. совещ. по ускорителям заряж.частиц. Т.П, с.52, изд-во "Наука". М., 1972.
9. Ю.М.Адо, А.А.Логунов, И.А.Щукейло и др. Ускорительно-накопительный комплекс на энергию 2 ТэВ. Труды третьего Всесоюзного совещ. по ускорителям заряж.частиц. Т.П, с.275, изд-во "Наука". М., 1973.
10. И.А.Щукейло. Приближенный расчет основных характеристик магнитной периодической структуры с разделенными функциями. ЖТФ XLIII, с.443, 1973.
11. И.А.Щукейло. Синхротронное ускорение тяжелых ионов с изменяющейся зарядностью. Препринт Б-0309. Л., НИИЭФА, 1976.
12. И.А.Щукейло. Вопросы накопления и синхротронного ускорения тяжелых ионов с изменяющейся зарядностью. Труды пятого Всесоюз. совещания по ускорителям заряженных частиц. Т.1, с.111, изд-во "Наука", М., 1977.

13. И.А.Щукейло. Синхротрон для ускорения тяжелых ионов с переменным зарядом. Труды X Международн.конфер. по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Т.1, с.339, Серпухов, 1977.
14. Н.И.Веников, В.М.Галицкий, И.А.Щукейло и др. Ускоритель тяжелых ионов на энергии сотни МэВ/нуклон. Труды пятого Всесоюзного совещ. по ускорителям заряж.частиц. Т.1, с.88, изд-во "Наука". М., 1977.
15. В.П.Белов, Б.В.Василишин, И.А.Щукейло и др. Магнитная структура синхротрона для ускорения тяжелых ионов с изменяющейся зарядностью. Сообщение ОИЯИ 9-II650, Дубна, 1978.
16. И.А.Щукейло. Пути повышения интенсивности пучка тяжелых ионов в синхротроне. ПТЭ, № 2, с.27, 1978.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 мая 1979 года.